6.固体^3He-^4He系のNMR(基研長期研究計画「量子固体」,研究会報告)

山下, 芳文

5) Y. Hirayoshi, T. Mizusaki, S. Maegawa and A. Hirai, J. Low Temp. Phys. Vol. 30 No 1/2 (to be published)
6) D. S. Miyoshi, R. M. Cotts, A. S. Greenberg and R. C. Richardson, Phys. Rev. A2, 870 (1970)
7) H. C. Torrey, Phys. Rev. **92**, 962(1953)
8) A. Landesman, Phys. Lett. **54A**, 137(1975)
9) M. G. Richards, J. Pope, P. S. Tofts and J. H. Smith, J. Low Temp. Phys. **24**, 1(1976)
10) M. Bernier, J. Low Temp. Phys. **3**, 29(1970)
11) K. Nakajima, T. Tsuneto and Y. Yamashita, J. Phys. Soc. Japan **37**, 1291(1974)
12) R. A. Guyer, Phys. Rev. **A5**, 2541(1972)

固体 ^{3}He－^{4}He 系の NMR

京大・理　山　下　芳　文

§ 1. Introduction

固体 He では，相互作用が弱く零点振動が激しいために各格子点での波動関数が拡がっており，かなりの大きさの交換積分 J が生じる。この交換積分があることは，Ar や Ne などの古典的固体と比べて，固体 He の大きな特徴の一つである。以下では小量の ^{3}He が固体 ^{4}He に含まれている場合を考えるが，互に最近接格子点にある ^{3}He と ^{4}He の間の交換積分 J_{34} によって不純物 ^{3}He は結晶中を動くことができ，この ^{3}He の運動を調べるのが興味の中心である。^{3}He は核スピンを持っているから，核スピンの運動を調べることによって ^{3}He の振舞いが明らかになる。NMR は核スピンの運動を調べる最適の方法であり，NMR の実験からスピン拡散係数 D，スピン・スピン緩和時間 T_2，スピン格子緩和時間 T_1 などのデータが得られる。

^{3}He は質量が小さいから，周りの ^{4}He より激しく零点振動をしており，^{3}He の原子容は ^{4}He のそれより少しだけ大きくなっている。従って ^{3}He の周りの格子は少し歪んでおり，弾性論的には不純物 ^{3}He は点欠陥と近似することができ，2つの点欠陥の間の

相互作用は弾性論から次のような形に求められる。

$$v(r) = V_0 \left(\frac{\triangle}{r}\right)^3$$

ここで△は最近接格子間距離，V_0 は相互作用の強さで点欠陥の強さと弾性定数から定まる量である。相互作用が r^{-3} の形の遠距離力であることに注意してほしい。以上の議論から，^3He の運動を記述するハミルトニアンは次のような形になる。

$$H = -J_{34} \sum_{i,\triangle,\sigma} a^{+}_{i+\triangle\sigma}\, a_{i\sigma} + \frac{1}{2}\sum_{i,j} v_{ij}\, n_i\, n_j$$

$$\equiv H_t + V,$$

$$n_i = \sum_{\sigma} a^{+}_{i\sigma}\, a_{i\sigma}\,,\quad v_{ij} = V_0 \left(\frac{\triangle}{r_{ij}}\right)^3 \qquad (1)$$

ここで $a^{+}_{i\sigma}$ は i 格子点上にスピン σ の ^3He を作る演算子であり，第一項は ^3He と最近接格子上の ^4He との交換を表わす項で ^4He の演算子は略してある。第二項を無視して第一項だけを考えると，これは自由粒子のハミルトニアンであり、Impuriton と呼ばれる準粒子を表わす項である。種々のパラメーターの大きさの程度は，$J_{34} \simeq 10^{-4}$ K，$V_0 \simeq 10^{-1}$K，温度 $T \simeq 0.5$K，^3He の濃度 $x \lesssim 0.05$ である。

§2. スピン拡散係数D

拡散係数Dについては，理論と実験は良く一致し問題はないが、今考えている系の特徴を説明するのに便利なので，Dに関する話を述べたい。ある不純物 ^3He に注目すると，この ^3He が周りの ^3He から受けるポテンシャル・エネルギーは，$v(r_{int})$ (r_{int} は平均の ^3He の粒子間距離で，$r_{int} = \triangle/(x)^{1/3}$) 程度である。従ってこの ^3He が隣りの格子点に移った時のポテンシャル・エネルギーの差は，$\triangle\cdot \mathrm{grad}\ v(r)|_{r=r_{int}}$ 程度であり，これと Impuriton のバンド幅 J_{34} を比べて，$J_{34} \gg \triangle\cdot \mathrm{grad}\ v(r_{int})$ の場合には Impuriton は良いモードであり，Dを計算する時には，Impuriton が相互作用V で時々散乱されるという描像が適当である。逆の $J_{34} < \triangle\cdot \mathrm{grad}\ v(r_{int})$ の場合には，Impuriton という描像は成立せず，相互作用Vを無摂動系に取り，H_t を摂動とみなす議論をしなければならない。$J_{34} < \triangle\cdot \mathrm{grad}\ v(r_{int})$ の条件は $x > (J_{34}/3V_0)^{3/4}$ と書き直せ，実験はこの条件の下で行なわれているので，まずこの場合を考える。

拡散係数Dの計算は、久保公式から出発し高温展開をして，適当な近似をやれば，次のような形になる。

$$D = (J\triangle)^2 \cdot \int_{-\infty}^{\infty} F(t)\,dt, \tag{2}$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} F(t)\,dt = \int_{-\infty}^{\infty} < e^{it(E_j - E_{j+\triangle})} > = 2\pi < \delta(E_j - E_{j+\triangle}) >$$

ここで $E_j = \sum_{\ell} v_{j\ell}\, n_\ell\ (\ell \neq j,\ j+\triangle)$ であり，格子点 j に居る ^{3}He のポテンシャル・エネルギーである。平均 $<\cdots>$ は，^{3}He が濃度 x_3 で完全に乱雑に分布していると仮定した上での，^{3}He の配置に関する平均の意味である。F(t) は，昔 P. W. Anderson が磁気的稀薄な物質における不動格子の T_2 を計算した方法にならって，近似的に求められる。

$$F(t) = \exp\left[-\alpha\left(x^{4/3} V_0 t\right)^{3/4}\right] \tag{3}$$

ここで α は1程度の定数である。これからDは数係数を除いて，

$$D = (J\triangle)^2 / V_0 x^{4/3} \tag{4}$$

となる。この表式は実験と良く一致する。

次に (4) 式の意味を考えて見る。

$$\frac{1}{\tau_D} = 2\pi\ J^2 < \delta(E_j - E_{j+\triangle}) > \tag{5}$$

とすると (2) 式は $D = \triangle^2/\tau_D$ となり，これは τ_D 時間ごとに，距離△だけrandom walkする場合の拡散係数の表式である。そして (5) 式からわかるように $1/\tau_D$ は，Vを無摂動系とし，H_t を摂動と考えた時，格子点 j にある ^{3}He が隣りの $j+\triangle$ に行く単位時間当りの遷移確率を H_t の一次の摂動論で求めたものである。従って $J_{34} < \triangle \cdot \mathrm{grad}\ v(r_{int})$ の条件下での ^{3}He の運動については， random walk の描像が最も適切である。(3) 式の F(t) の表式に入っている特徴的な量 $x^{4/3} V_0$ は F(t) の定義式 (2) からわかるように，ある ^{3}He が隣りの格子点に移った時のポテンシャルエネルギーの差の平均的な大きさ $<|E_j - E_{j+\triangle}|>$ である。 ^{3}He の分布は完全に乱雑であるために，各格子点でのポテンシャル・エネルギー E_j はランダムな量となり，考えている条件の下では，

$J_{34} << |E_j - E_{j+\triangle}|$ となるから，^{3}He の運動は random walk になってしまうので $J_{34} \gg \triangle \cdot \mathrm{grad}\ v(r_{int})$ という Impuriton が良いモードになっている時のDも合理的な近似で計算できて，(4) 式と異なるのは分母の $x^{4/3}$ が x に置きかわっている所だけである。D に対する2つの表式の違いを実験的に区別するのは困難である。

§ 3. 緩和時間 T_1，T_2

0.5K ぐらいの低温になると T_1 は温度によらなくなる。このような温度領域で，$J_{34} < \triangle \cdot \mathrm{grad}\ v(r_{int})$ の条件が成立する濃度範囲の場合を考える。このとき ^{3}He に関するハミルトニアン (1) の中で相互作用 V の項が主要になる。外からゼーマン系Zに入れたエネルギーは，まず相互作用系 V に流れ，そこから格子系 L に行くと考えられる。観測される T_1 が温度によらないから，Z と V の間がネックになっているはずである。Z と V の間のエネルギーの流れは双極子相互作用によって可能となり，あるスピンの感じている双極子場の相関時間 τ_c がわかれば，T_1 は

$$\frac{1}{T_1} \simeq x M_2 \cdot \tau_c \tag{6}$$

と表わされる。ただし，この式は共鳴周波数 ω が小さい時だけ成立する。M_2は x＝1 のときの2次モーメントである。実験的に，motional narrowing が起っている事がわかっているから T_2 も (6) 式で表わされる。従って τ_c を求めることが主要な問題である。

T_1，T_2 に関する実験データはかなりそろっているが，理論的な解釈はまだ不十分である。Huang 達の考えを紹介する。ある ^{3}He（格子点 j にあるとする）に注目し，たまたま隣りの格子点 $j+\triangle$ にも ^{3}He があったとする。この $j+\triangle$ にある ^{3}He が隣りの格子点に移ったとすると，j にある ^{3}He の感じる双極子場はかなりな程度変化する。従って $j+\triangle$ にある ^{3}He が隣りに移るまでの時間を τ とすると，$\tau \simeq \tau_c$ と近似できる。しかしこの考えでは，互に隣り合っているという特別の配置にあるスピンだけが緩和することになる。また互に隣り合う配置が生じる時間を概算すると τ/x 程度になり τ よりずっと長くなる。この時には $\tau_c \simeq \tau/x$ としなければならず，実験と合わなくなる。結局Huang 達の考えは物理的描像に難点がある。これと別に，Landesman による理論があるが，その描像がはっきりせず，うまく紹介できない。しかしその定式化に問題があると思う。

山下芳文

参 考 文 献

拡散係数について

(1) M. G. Richards, J. Pope and A. Widom : Phys. Rev. Letters **29** ('72) 708.

(2) V. N. Grigorev et al., J. Low, Temp. Phys. **13** ('73) 65.

(3) A. Landesman and J. M. Winter in Low Temperature Physics–LT13 (Plenum Press, '74) Vol. 2, p73.

(4) Y. Yamashita J. Phys. Soc. Japan **37** ('74) 1210.

T_1, T_2 について

(1) M. G. Richards, J. Pope, P. Tofts and J. Smith, J. Low. Temp. Phys. **24** ('76) 1.

(2) H. Hirayoshi, T. Mizusaki, S. Maegawa and A. Hirai, preprint.

(3) W. Hang, H. Goldberg and R. Guyer, Phy. Rev. **11** ('75) 3374.

(4) A. Landesman, Phys. Letters **54A** ('75) 137.

固体ヘリウム中の格子欠陥

東大理　鈴 木 秀 次

§1. まえがき

固体ヘリウム中の原子の相対並進運動は多くの場合格子欠陥の運動を介して起こるので，固体ヘリウムの量子効果で興味深い問題は格子欠陥と関係していると考えられる。私の研究室では５年ほど前から固体ヘリウムの塑性流動の実験[1)]を行っており，また最近は音速の温度変化の異常の測定結果[2)]が得られて，転位や原子空孔などの格子欠陥の挙動をかなり詳しく知ることができるようになった。ここではそのうち塑性変形の研究から得られた結果を述べることにする。なお，固体ヘリウムの塑性変形についてはソビエトの２箇所[3〜5)]で論文を発表しているが，極めて限定された条件下の測定であるため格子欠陥の挙動を論ずることはできない。また米国などで塑性変形の実験を進めているという話は聞いているが，論文発表の段階には達していないようなので，私達の研究室